

Влияние внешних и внутренних магнитных полей на стабильность смещения нуля зеемановского лазерного гироскопа

Ю.Ю.Колбас, И.И.Савельев, Н.И.Хохлов

С учетом особенностей электронных систем зеемановского лазерного гироскопа выявлены основные физические механизмы влияния магнитного поля на стабильность смещения нуля и причины возникновения внутренних магнитных полей. Рассмотрены аппаратные методы снижения влияния внешних и внутренних магнитных полей, а также алгоритмические способы повышения стабильности магнитной составляющей смещения нуля путем учета ее воспроизводимых зависимостей от температуры и времени. Приведены типичные экспериментальные зависимости магнитной составляющей смещения нуля зеемановских лазерных гироскопов от времени и температуры и на их примере показана эффективность предложенных методов снижения влияния магнитных полей.

Ключевые слова: лазерный гироскоп, эффект Зеемана, смещение нуля, магнитный дрейф.

1. Введение

Магнитной составляющей смещения нуля в зеемановском лазерном гироскопе (ЗЛГ) называют зависящую от магнитного поля на активной среде составляющую, которая может быть выделена в квазичетырехчастотном режиме генерации ЗЛГ (режим с переключением поляризаций [1]). Нестабильность магнитной составляющей смещения нуля (магнитный дрейф нуля) приводит к ошибке измерения угловой скорости и поэтому должна быть минимальна.

Исследованию магнитной составляющей смещения нуля ЗЛГ и ее влияния на суммарную погрешность измерения угловой скорости посвящено несколько работ [1–6]. Однако в них рассматривалось возникновение магнитного дрейфа ЗЛГ как данность, без объяснения физических причин его появления как в процессе изменения внешней температуры, так и при самопрогреве или механических ударах и вибрации. Было лишь установлено, что с повышением температуры магнитная чувствительность, т. е. изменение разности частот встречных волн при наложении на кольцевой лазер (КЛ) магнитного поля, линейно уменьшается [7]. Не был объяснен иногда возникающий в ЗЛГ большой магнитный дрейф при его самопрогреве, а также гистерезис магнитного дрейфа при изменении температуры, и не предложен физически объяснимый алгоритм коррекции такого дрейфа [8]. Поскольку в настоящее время погрешность ЗЛГ, даже при использовании квазичетырехчастотного режима [2–4], ограничивается в значительной степени магнитным дрейфом, получение ответов на эти вопросы стало особенно актуальным.

В настоящей работе приведены результаты исследований магнитного дрейфа ЗЛГ, позволяющие, на наш взгляд, восполнить пробел в публикациях, посвященных

как физическим причинам возникновения магнитного дрейфа в ЗЛГ, так и методам его уменьшения.

Появление магнитной составляющей смещения нуля обусловлено чувствительностью датчика ЗЛГ – кольцевого He–Ne-лазера с круговой поляризацией волн – к магнитному полю [1], поэтому причинами магнитного дрейфа являются нестабильности магнитных полей вне и внутри ЗЛГ, а также нестабильность самой чувствительности ЗЛГ к магнитному полю. Поскольку нестабильность внешних магнитных полей определяется условиями эксплуатации гироскопа, основное внимание в работе уделено причинам появления и нестабильности внутренних магнитных полей, а также причинам нестабильности чувствительности ЗЛГ к магнитному полю, в том числе рассмотрено специфическое проявление нестабильности чувствительности, связанное с работой электронных систем жизнеобеспечения ЗЛГ, – так называемый динамический дрейф.

На основе проведенного анализа предложены аппаратные и алгоритмические методы компенсации магнитного дрейфа и приведены результаты их использования.

2. Магнитная составляющая смещения нуля ЗЛГ

При наложении на активную среду кольцевого гелий-неонового лазера продольного магнитного поля с напряженностью H вследствие эффекта Зеемана возникает расщепление линии излучения активных атомов на величину $\mu = g\mu_B H$, где g – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора. Зеемановское расщепление вследствие эффекта затягивания приводит к возникновению разности частот встречных волн f , зависящей от величины H и отстройки частоты резонатора ω от частоты максимума усиления ω_0 [9]. При настройке резонатора на максимум усиления ($\omega = \omega_0$)

$$f(0) = \Delta\nu_r \frac{\eta}{\eta_0} Z_r \left(\frac{-\mu + i\gamma_{ab}}{ku} \right), \quad (1)$$

где $\Delta\nu_r$ – ширина полосы резонатора; η – превышение усиления над потерями; $\eta_0 = \max Z_i(i\gamma_{ab}/ku)$; Z_i и Z_r – действи-

Ю.Ю.Колбас, И.И.Савельев, Н.И.Хохлов. ОАО «НИИ “Полнос” им. М.Ф.Стельмаха», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3; e-mail: i.saveliev@gmail.com

тельная и мнимая части дисперсионной функции плазмы разряда He–Ne-лазера соответственно; γ_{ab} – параметр однородного уширения линии перехода $a \rightarrow b$; k – волновое число; u – средняя тепловая скорость атомов.

Ширина полосы резонатора связана с его потерями:

$$\Delta\nu_r = (c/L)p,$$

где c – скорость света; L – длина резонатора; p – коэффициент потерь на один проход. Превышение усиления над потерями

$$\eta = G/p,$$

где G – коэффициент усиления на один проход резонатора.

Зависимость разности частот f от расстройки резонатора в первом приближении оказывается квадратичной:

$$f(\omega - \omega_0) = f(0) \left[1 - \chi \left(\frac{\omega - \omega_0}{ku} \right)^2 \right], \quad (2)$$

где χ – мало изменяющийся коэффициент, зависящий от η и других параметров лазера.

Расстройку частоты генерации можно связать с относительной расстройкой длины волны генерации λ в долях длины волны $\Delta\lambda$, которая обычно используется на практике:

$$\omega - \omega_0 = 2\pi(c/L)\Delta\lambda; \quad (3)$$

тогда

$$f(\Delta\lambda) = f(0) [1 - \chi_0(\Delta\lambda)^2], \quad (4)$$

где $\chi_0 = \chi(c\lambda uL)^2$.

Для выделения магнитной составляющей смещения нуля необходимо полуразность значений f при положительном и отрицательном значениях магнитного поля умножить на масштабный коэффициент ЗЛГ для перевода в единицы угловой скорости.

Типичные экспериментальные зависимости магнитной составляющей смещения нуля от температуры КЛ четырех разных датчиков ЗЛГ приведены на рис.1, *a–г*. На каждом из них показаны 9 реализаций одного датчика. Каждая реализация начиналась из выключенного состояния после установления в ЗЛГ заданной температуры, что обеспечивалось выдержкой ЗЛГ при данной температуре и контролем температуры его корпуса. Внешняя температура в каждой реализации оставалась постоянной (ее значения указаны по оси абсцисс и примерно соответствуют первой точке каждой реализации). Для внешней температуры $+25^\circ\text{C}$ показаны три реализации (одна из них снята в начале испытаний, вторая – после прохождения повышенных температур, третья – пониженных температур).

Для анализа особенностей этих зависимостей необходимо знать устройство и особенности работы современного ЗЛГ.

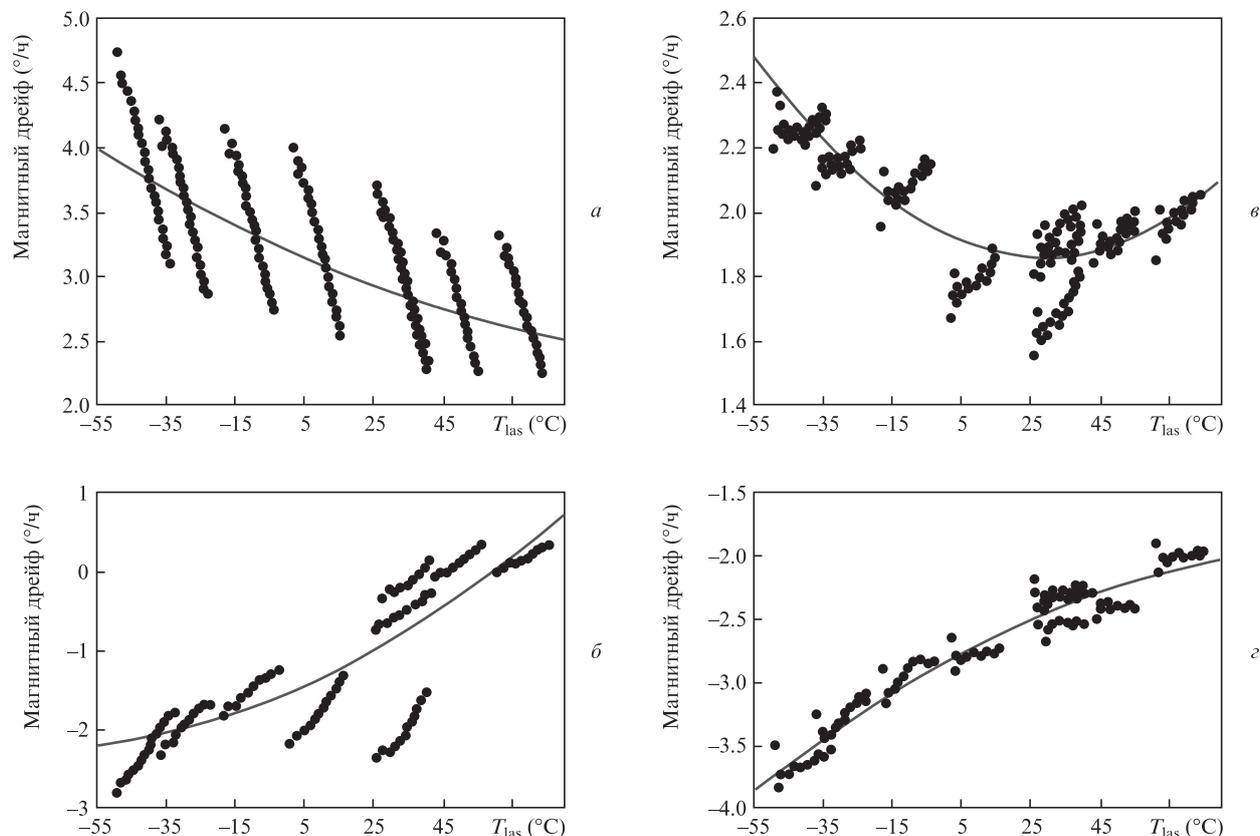


Рис.1. Типичные зависимости магнитной составляющей дрейфа разных ЗЛГ от температуры КЛ (линии – корректирующие функции в виде полинома второго порядка от T_{las}) в случаях основного вклада термоэлектрического дрейфа (*a*), магнитоупругого дрейфа (*b*) и термоэлектрического и магнитоупругого дрейфов (*г*); *г* – термоэлектрический и магнитоупругий дрейфы малосущественны, выражена только температурная зависимость магнитной чувствительности.

3. Устройство и особенности работы ЗЛГ

Внешний вид и структурная схема ЗЛГ типа МТ (ОАО «НИИ “Полус” им. М.Ф. Стельмаха») представлены на рис.2. ЗЛГ состоит из несущей конструкции, на которой размещены три земановских КЛ (датчики угловой скорости), из электроники жизнеобеспечения и одно- или двухслойного экрана. Каждый из датчиков имеет еще и свой однослойный магнитный экран.

В состав электронного обеспечения ЗЛГ входят:

1. Блок стабилизаторов тока – плата питания фотоприемников (БСТ – ППФ), в котором осуществляется стабилизация токов газового разряда и напряжений питания фотоприемников.

2. Блок частотной подставки (БЧП). В нем создается ток прямоугольной формы, который, протекая через намотанные на газоразрядные промежутки КЛ, создает в активной среде знакопеременное магнитное поле, вызывающее расщепление частот встречных волн.

3. Блок поджига (БП) создает в момент включения ЗЛГ высокое напряжение для начального пробоя газоразрядных промежутков КЛ, затем выключается и на дальнейшую работу ЗЛГ не влияет.

4. Блок цифровой – система регулировки периметра (БЦ – СРП) включает в себя цифровой реверсивный детектор, преобразующий синусоидальный сигнал биений двух встречных волн в последовательность импульсов, и схему автоматического поддержания сигнала расстройки периметра равным нулю [10].

5. Вторичный источник питания (ВИП) – преобразователь электрических напряжений DC – DC.

ЗЛГ имеет герметичный несущий корпус с двухслойным магнитным экраном, улучшающим защиту при-

бора от внешних магнитных полей и магнитного поля ВИПа.

Потребляемая мощность ЗЛГ составляет 27 Вт, а наибольшее тепловыделение приходится в ВИП (7 Вт) и БЧП (3.5 Вт). В связи с этим их стремятся располагать на основании ЗЛГ, имеющем прямой тепловой контакт с окружающей средой. К сожалению, до сих пор не удалось разработать совмещенный ВИП – БЧП, поскольку, как будет показано ниже, магнитная составляющая дрейфа ЗЛГ очень чувствительна к симметрии тока частотной подставки, а малейшие помехи от ВИП ее нарушают. По этой причине БЧП располагается на отдельной плате на общей несущей крестовине кольцевых лазеров. В каждом КЛ выделяется мощность 3.5 Вт, во всех остальных блоках – 6 Вт. Нагрев КЛ за 1 ч работы составляет 12°C, при этом температура крестовины (корпуса ЗЛГ) повышается на 15.5°C. Эти цифры будут важны при рассмотрении магнитного дрейфа за счет самопрогрева прибора.

4. Влияние внешних магнитных полей на дрейф нуля

В доплеровском пределе (при $\gamma_{ab}/ku \rightarrow 0$) в максимуме кривой усиления в линейном приближении по μ/ku можно получить

$$f(0) = aH, \quad (5)$$

где коэффициент a определяет чувствительность ЗЛГ к магнитному полю:

$$a = \frac{3.64}{\sqrt{\pi}} \frac{\lambda}{L} \frac{c}{u} G. \quad (6)$$

Для типичных значений параметров лазерного датчика $a \approx 1.7$ кГц/Э, что при масштабном коэффициенте ЗЛГ $M = 2.74^\circ/(\text{ч} \cdot \text{Э}^{-1})$ приведет к магнитной чувствительности $\sim 4700^\circ/(\text{ч} \cdot \text{Э}^{-1})$. Как следует из формулы (6), магнитная чувствительность определяется прежде всего усилением. С учетом насыщения усиления при $G > p$ большую роль играют потери p .

Благодаря симметричному включению газоразрядных промежутков в лазерных датчиках чувствительность к магнитному полю снижается примерно в 3.5 раза. Ее дальнейшее снижение осуществляется путем использования многослойного магнитного экрана. Однослойный экран датчика уменьшает чувствительность до менее 5 Гц/Э, а дополнительные экраны трехосного ЗЛГ позволяют уменьшить чувствительность еще в 100–500 раз. В некоторых случаях целесообразно использование четырехслойных экранов, хотя добавление новых экранов, как правило, ограничивается требованиями к массе и габаритам ЗЛГ и в общем случае нецелесообразно, поскольку уже при трехслойном экране на первый план, как будет показано ниже, выходит нестабильность внутренних магнитных полей. Для внутреннего экрана наиболее подходящим является материал с максимально большой магнитной проницаемостью и минимальной магнитоупругостью, такой как пермаллой 81НМА. Внешние экраны ЗЛГ работают в больших магнитных полях, поэтому для них имеет значение как магнитная проницаемость, так и индукция насыщения. Наиболее подходящим из доступных материалов для внешних экранов является пермаллой 79НМ.

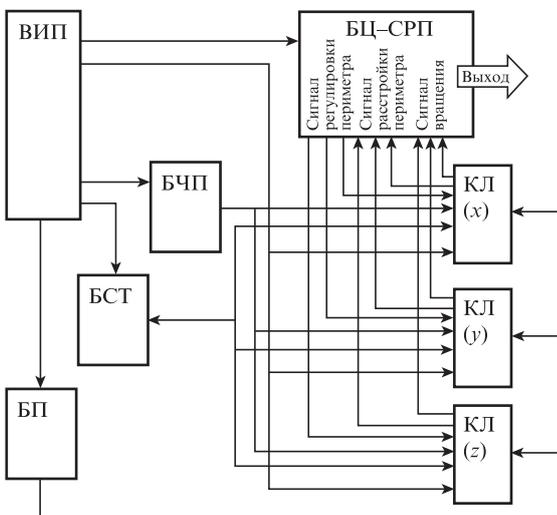


Рис.2. Внешний вид (а) и структурная схема ЗЛГ (см. текст) (б). 1 – ВИП, 2 – КЛ, 3 – БЧП, 4 – БЦ – СРП, 5 – экран ЗЛГ.

5. Влияние внутренних магнитных полей

При наличии стабильного внутреннего магнитного поля изменение магнитной составляющей смещения нуля ЗЛГ, как и в случае внешних магнитных полей, вызывается изменением его магнитной чувствительности при температурных воздействиях. Возникающий вследствие этого магнитный дрейф смещения нуля можно назвать термомагнитным.

Вклад во внутреннее магнитное поле ЗЛГ дают прежде всего поля магнитных деталей внутри лазерного датчика или ЗЛГ, остаточные магнитные поля экранов и поля, индуцированные внутренними источниками тока. Магнитные элементы внутри лазерного датчика должны быть исключены или их намагниченность должна быть сведена к минимуму, поэтому их влияние в настоящей работе не рассматривается.

Остаточное магнитное поле экранов возникает вследствие магнитоупругих эффектов при температурных и механических воздействиях. Нестабильность магнитной составляющей смещения нуля в этом случае можно назвать магнитоупругим дрейфом.

Внутренними источниками магнитного поля могут быть электрические токи по цепям электронных систем жизнеобеспечения, а также токи, вызванные термоЭДС в конструкции крепления. Способы уменьшения воздействия электронных цепей хорошо известны, поэтому далее будет рассмотрено влияние неконтролируемых термоЭДС, возникающих в местах соединений разнородных элементов, которые можно назвать источниками термоэлектрического дрейфа.

Особым случаем является влияние на стабильность магнитной составляющей смещения нуля изменений тока невзаимного устройства, создающего частотную подставку, и напряжения СРП, обеспечивающего настройку резонатора на максимум усиления. Поскольку в этом случае магнитный дрейф, как будет показано ниже, вызывается изменениями, коррелированными с частотой переключения подставки, такой дрейф можно назвать динамическим магнитным дрейфом.

5.1. Термомагнитный дрейф

Разность частот встречных волн, обусловленная остаточным магнитным полем в активной среде H_{resid} , как следует из (5), (6), в линейном приближении есть

$$f_m = 1.75 \times 10^5 \frac{\lambda}{L} \frac{G}{\sqrt{T_a}} H_{\text{resid}}, \quad (7)$$

где T_a – температура активной среды.

Стабильность магнитной чувствительности ЗЛГ, как следует из (7), определяется прежде всего стабильностью усиления и температуры активной среды, поскольку стабильность длины резонатора и волны излучения на много порядков выше. Хотя усиление активной среды зависит от многих факторов, им можно эффективно управлять, изменяя ток разряда. Поддерживать стабильность температуры активной среды намного сложнее, поэтому в реальных условиях ее изменение, как при саморазогреве, так и в результате изменения внешней температуры, становится определяющим фактором нестабильности магнитной чувствительности ЗЛГ. При изменении температуры магнитная составляющая будет изменяться обратно

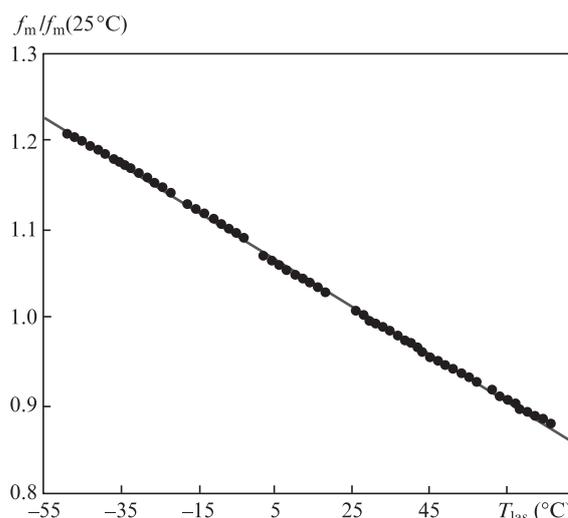


Рис.3. Зависимость относительной магнитной чувствительности ЗЛГ от температуры.

пропорционально \sqrt{T} . Возникающий в результате дрейф нуля можно назвать термомагнитным дрейфом Δf_m . При небольших изменениях температуры ΔT_a для относительной величины термомагнитного дрейфа из формулы (7) получается простое выражение

$$\frac{\Delta f_m}{f_m} = -\frac{1}{2} \frac{\Delta T_a}{T_a}. \quad (8)$$

Экспериментальная зависимость относительной магнитной чувствительности от температуры КЛ представлена на рис.3. Видно, что во всем диапазоне рабочих температур изменение магнитной чувствительности не превышает $\pm 20\%$, и это хорошо согласуется с оценкой по формуле (8). Какой-либо гистерезис отсутствует.

Для аппроксимации зависимости относительной магнитной чувствительности ЗЛГ от температуры достаточно линейной функции, причем отклонение от аппроксимации не превышает 0.5%. Это означает, что при типичном магнитном смещении нуля ЗЛГ $10^\circ/\text{ч}$ термомагнитный дрейф не превысит $0.05^\circ/\text{ч}$.

5.2. Магнитоупругий дрейф ЗЛГ

Для защиты от внешних магнитных полей зеемановский КЛ помещается в многослойный (обычно трех-четырёхслойный) магнитный экран [11], изготовленный из магнетомягкого материала с большим коэффициентом магнитной проницаемости и малой, но ненулевой остаточной намагниченностью [12]. После проведения технологической операции размагничивания в переносном магнитном поле остаточная намагниченность не превышает 0.005 Э (в 100 раз меньше магнитного поля Земли). Магнитная чувствительность ЗЛГ составляет $2700\text{--}3000^\circ/(\text{ч}\cdot\text{Э}^{-1})$, т.е. магнитная составляющая дрейфа может достигать $15^\circ/\text{ч}$. Изменение остаточной намагниченности при изменении температуры обусловлено двумя магнитными эффектами: изменением магнитной проницаемости [12] и изменением как величины, так и направления остаточной намагниченности внутреннего экрана вследствие его коробления (магнитоупругого эффекта) [13]. Отметим, что данное явление обладает температурным гистерезисом, т.е. невозпроизводимостью от включения к включению,

что и объясняет появление хорошо воспроизводимого гистерезиса на температурной кривой магнитного дрейфа (см. рис. 1, а, з).

С целью уменьшения магнитоупругих эффектов для магнитных экранов непосредственно КЛ следует использовать материал с минимальным магнитоупругим эффектом – пермаллой 81НМА, магнитострикция насыщения которого составляет 0.5×10^{-6} , что в 4 раза меньше, чем у обычно применяемого 79НМ (2×10^{-6}) [12]. Кроме того, необходимо уменьшать магнитную чувствительность ЗЛГ путем уменьшения потерь в резонаторе ЗЛГ и усиления активной среды.

5.3. Термоэлектрический дрейф ЗЛГ

Рассмотрим упрощенную схему конструкции КЛ (рис. 4, а). В ней имеются четыре сопряжения разнородных металлов, на границах которых возникает термоЭДС. Эквивалентная электрическая схема представлена на рис. 4, б. Видно, что ток I протекает по корпусу и экранам в противоположных направлениях.

Сила этого тока

$$I = \frac{E_1 - E_2}{R_1 + R_2 + 2R_{\text{кон}}}, \quad (9)$$

где E_1, E_2 – термоЭДС пары материалов экрана и корпуса в местах соприкосновения; R_1 – сопротивление экрана; R_2 – сопротивление корпуса; $R_{\text{кон}}$ – контактное сопротив-

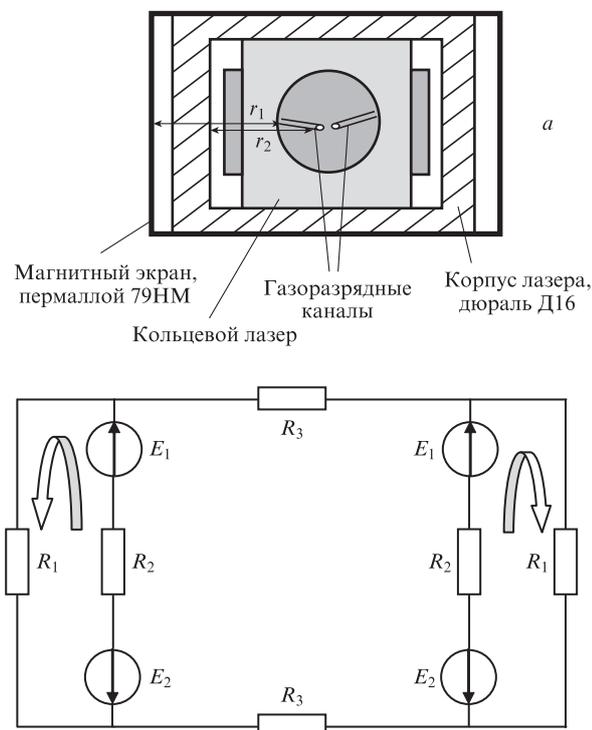


Рис. 4. Упрощенная конструктивная схема КЛ (r_1 – расстояние от газоразрядных каналов КЛ до магнитного экрана, r_2 – до корпуса) (а) и эквивалентная электрическая схема узла крепления с экраном (б):

E_1 – термоЭДС перехода 79НМ-Д16; E_2 – термоЭДС перехода Д16-79НМ; R_1 – сопротивление магнитного экрана, включая сопротивление переходов между корпусом и магнитными экранами; R_2 – сопротивление корпуса лазера; R_3 – сопротивление верхней части корпуса лазера.

ление. Разность температур ΔT_l верхней части корпуса КЛ и его основания приводит к разности термоЭДС:

$$E_1 - E_2 = \alpha \Delta T_l, \quad (10)$$

где α – коэффициент термоЭДС.

Из-за разного расстояния от корпуса и от магнитных экранов до активной среды лазера магнитное поле в активной среде оказывается не равным нулю,

$$H = \frac{\alpha \Delta T_l}{2\pi(R_1 + R_2 + 2R_{\text{кон}})} \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right). \quad (11)$$

В реальной конструкции контактное сопротивление $R_{\text{кон}} \gg R_1, R_2$, поэтому именно оно определяет величину возникающего магнитного поля. Учитывая также, что $r_1 \gg r_2$, получим

$$H = \frac{\alpha \Delta T_l}{4\pi R_{\text{кон}}} \frac{1}{r_2}. \quad (12)$$

Разность температур ΔT_l , возникающая между контактирующими парами, зависит от выделяемой в лазере мощности P и теплового сопротивления ρ несущей конструкции и экрана: $\Delta T_l \approx P\rho$. Тепловое сопротивление элемента конструкции

$$\rho = \frac{l}{\lambda S}, \quad (13)$$

где l – его длина; λ – коэффициент теплопроводности; S – площадь поперечного сечения элемента.

Если электрические сопротивления экрана и несущей конструкции включены последовательно, то их тепловые сопротивления ρ_1 и ρ_2 – соответственно параллельно, поэтому

$$\rho = \left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \right)^{-1} = \frac{\rho_1 \rho_2}{\rho_1 + \rho_2}. \quad (14)$$

Таким образом, возникающее вдоль лазерного канала магнитное поле

$$H = \frac{\alpha Pl}{4\pi r_2 R_{\text{кон}} \lambda_2 S_2} \left(1 + \frac{\lambda_1 S_1}{\lambda_2 S_2} \right)^{-1}. \quad (15)$$

Поскольку геометрия конструкции и материал экрана заданы, рассмотрим возникающее магнитное поле на примере двух материалов несущей конструкции – титанового и алюминиевого сплавов. В случае титанового сплава и экрана из пермаллой 79НМ ($\alpha \approx 40$ мкВ/К, $\lambda_1 = 13$ Вт·м⁻¹·К⁻¹, $\lambda_2 = 9$ Вт·м⁻¹·К⁻¹) и для типичных параметров датчиков ($P \approx 0.5$ Вт, $R_{\text{кон}} \approx 0.2$ Ом, $r_2 \approx 5$ мм, $S_1 \approx 130$ мм², $S_2 \approx 200$ мм²) соответствующая оценка дает $H \approx 570$ мкЭ. В случае алюминиевого сплава ($\alpha \approx 30$ мкВ/К, $\lambda_2 = 120$ Вт·м⁻¹·К⁻¹) оценка дает $H \approx 60$ мкЭ.

При магнитной чувствительности датчика к магнитному полю, приложенному вдоль оси газоразрядного канала лазера, $\alpha \approx 4700$ °/(ч·Э⁻¹), оценочное значение магнитного дрейфа в случае титанового сплава составляет ~ 2.7 °/ч, а в случае алюминиевого оно равно ~ 0.28 °/ч, т.е. использование алюминиевых сплавов для несущей конструкции ЗЛГ является предпочтительным. Следует отметить, что если несущая конструкция изготовлена из

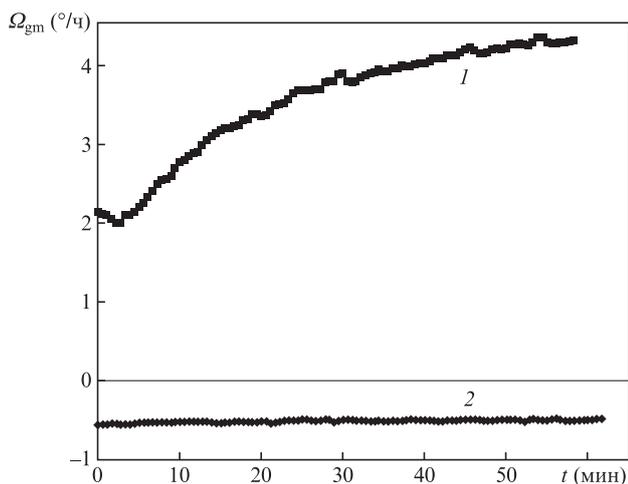


Рис.5. Зависимости магнитного дрейфа ЗЛГ от времени его работы t для случаев, когда детали КЛ не электроизолированы (1) и электроизолированы (2).

разнородных материалов, например стойки – из титана, а основание и прижим – из алюминия, то градиент температуры между разными стойками приведет к аналогичному явлению даже в отсутствие контакта с экранами.

Данное явление проявляется в быстром изменении магнитного дрейфа в ходе самопрогрева прибора, причем это изменение примерно одинаково при различных температурах (см. рис.1,а). Эффективным методом борьбы с этим является создание на деталях корпуса непроводящей пленки, препятствующей протеканию тока. Экспериментальное подтверждение этому приведено на рис.5.

5.4. Динамический магнитный дрейф

Динамический магнитный дрейф прежде всего связан с работой БЧП. Выходной ток БЧП проходит через разделительный конденсатор, поэтому поддерживается равенство интегралов тока подставки в полупериодах (постоянный ток равен нулю). Однако амплитуды тока подставки в полупериодах и длительности полупериодов при этом могут быть разными, поскольку электронная схема поддерживает постоянной только среднюю амплитуду тока подставки. В этом случае нелинейность зависимости разности частот встречных волн от магнитного поля приводит к динамическому дрейфу.

Действительно, раскладывая выражение (1) в ряд по степеням отношения μ/ku до 3-го порядка малости, получим

$$f = aH + bH^3, \tag{16}$$

где $b = -2\mu_B^2 a / 3(ku)^2$.

Блок частотной подставки работает с нулевой постоянной составляющей тока, а значит будет нулевой и постоянная составляющая напряженности магнитного поля H . Это означает, что магнитные поля в положительных (H^+) и отрицательных (H^-) полупериодах тока связаны соотношением

$$H^+ \frac{\tau + \Delta\tau}{2} = H^- \frac{\tau - \Delta\tau}{2}, \tag{17}$$

где τ – средняя длительность полупериода коммутации подставки; $\Delta\tau$ – разность длительностей положительного и отрицательного полупериодов.

Тогда из уравнения (1) можно получить выражение для магнитного дрейфа разности частот из-за асимметрии подставки Δf_{gmd} :

$$\Delta f_{gmd} = M \left(f^+ \frac{\tau + \Delta\tau}{2} - \frac{\tau - \Delta\tau}{2} f^- \right) \tau^{-1} \approx -MbH^3 \frac{\Delta\tau}{\tau}, \tag{18}$$

где H – среднее значение амплитуды магнитного поля, создаваемого током БЧП за период коммутации подставки; f^+, f^- – частоты биений встречных волн в положительном и отрицательном полупериодах тока подставки. Для напряженности магнитного поля 40 Э, $\Delta\tau/\tau = 10^{-3}$ и $T = 25^\circ\text{C}$ получим $\Delta f_{gmd} = 0.06^\circ/\text{ч}$.

Аналогичный характер имеет динамический дрейф, вызываемый изменениями частотной подставки, синхронными с коммутацией подставки.

К динамическому дрейфу приводят также наводки токов БЧП и ВИП на цепи СРП.

Поскольку постоянная времени СРП выбирается много меньшей τ , пульсации по цепи напряжения СРП беспрепятственно проходят на пьезодвигатели, вызывая гармонические колебания периметра резонатора:

$$\Delta\lambda = \frac{\Delta U \sin(2\pi\nu t + \phi_0)}{U_\lambda}, \tag{19}$$

где U_λ – напряжение, соответствующее изменению периметра резонатора КЛ на одну длину волны; ΔU – амплитуда пульсаций напряжения по цепи СРП; ν – частота пульсации напряжения по цепи СРП; ϕ_0 – начальная фаза пульсаций.

Тогда, используя формулу (5), для величины дрейфа $\Delta\Omega_{gms}$, вызванного пульсациями СРП, в отсутствие статической расстройки резонатора можно получить:

$$\Delta\Omega_{gms} = -M \frac{f_0 \chi_0}{\tau} \left(\frac{\Delta U}{U_\lambda} \right)^2 \frac{1}{2\pi\nu} \sin(2\pi\nu t + 2\phi_0) \sin^2(\pi\nu t). \tag{20}$$

Очевидно, что динамический дрейф уменьшается с ростом частоты пульсаций, т. е. частоты преобразователя вторичного источника питания. При частоте пульсаций, кратной частоте коммутации подставки, дрейф равен нулю. При частоте пульсаций, кратной половине частоты коммутации подставки,

$$\Delta\Omega'_{gms} = \pm M \frac{2f_0 \chi_0}{m\pi} \left(\frac{\Delta U}{U_\lambda} \right)^2 \sin(2\phi_0), \tag{21}$$

где m – число, равное отношению частоты пульсаций к частоте коммутации подставки. Отметим, что при ϕ_0 , равном нулю или кратном $\pi/2$, дрейф также равен нулю.

Наличие статической расстройки периметра КЛ ΔU_0 существенно меняет картину. В этом случае появляется аддитивный член

$$\Delta\Omega''_{gms} = M \frac{2f_0 \chi_0}{\pi\nu\tau} \frac{\Delta U}{U_\lambda} \frac{\Delta U_0}{U_\lambda} \sin(2\pi\nu t + 2\phi_0) \sin^2(\pi\nu t/2), \tag{22}$$

который определяет дрейф и от наводок на частотах пульсаций, кратных частоте коммутации подставки. При ча-

стоте пульсаций, кратной нечетным гармоникам частоты коммутации подставки,

$$\Delta\Omega_{\text{gms}}'' = M \frac{4f_0\chi_0}{(2m+1)\pi} \frac{\Delta U}{U_\lambda} \frac{\Delta U_0}{U_\lambda} \sin[(2m+1)\pi + \phi_0]. \quad (23)$$

Отметим, что при $\phi_0 = \pi + 2m\pi$ дрейф также равен нулю.

Оценим вклад динамического дрейфа из-за пульсаций напряжения на пьезокерамике, вызванных наводками от ВИП в отсутствие расстройки. Для $m = 200$, $f_0 = 50$ кГц, $\Delta U/U_\lambda = 0.002$ и $\chi = 5$ получим $\Delta\Omega_{\text{gms}} = 0.01$ °/ч.

При наличии расстройки определяющими становятся наводки от БЧП на частоте переключения и ее нечетных гармониках. Оценим вклад первой гармоники. Для $\Delta U/U_\lambda = 0.002$ получим $\Delta\Omega_{\text{gms}} = 3.6$ °/ч.

Таким образом, важнейшим методом борьбы с динамическим дрейфом является уменьшение статической расстройки, что достигается как повышением амплитуды полезного сигнала с фотоприемника СРП, так и экранированием всех цепей, включая собственно пьезодвигатели, от наводок тока БЧП.

6. Алгоритмическая коррекция воспроизводимых магнитных дрейфов

Типичные температурные зависимости магнитной составляющей дрейфа для КЛ К-5, представленные на рис. 1, получены в составе трехосных ЗЛГ, работающих в режиме переключения мод с ортогональными поляризациями с интервалом между переключениями мод 60 с и временем работы 1 ч при неизменных температурах окружающей среды и неизменном положении прибора относительно земной поверхности. Анализ приведенных зависимостей показывает следующее.

1. Абсолютная величина магнитной составляющей смещения нуля не превышает 8 °/ч.

2. Магнитный дрейф в одном включении в результате самопрогрева (15 °С/ч) достигает 1.6 °/ч. При этом, как правило, отсутствует корреляция между изменениями магнитного дрейфа трех КЛ одного ЗЛГ, что свидетельствует об отсутствии динамических дрейфов, связанных с электронными блоками. Изменение магнитного дрейфа слабо зависит от температуры КЛ. Во всех четырех случаях наблюдается линейная зависимость изменения магнитного дрейфа от изменения температуры в данном включении.

3. Типичная невоспроизводимость магнитного дрейфа (различие между значениями при одной и той же температуре, но в разных включениях) составляет 0.3 °/ч, и только в некоторых КЛ она может достигать 1.5 °/ч (рис. 1,б). При этом выводы 1 и 2 для такого ЗЛГ остаются верными.

Из анализа становится ясно, что причиной нестабильности магнитной составляющей смещения нуля (дрейфа) в запуске ЗЛГ является термоэлектрический дрейф, а причиной ее невоспроизводимости – магнитоупругий дрейф.

Для компенсации воспроизводимых зависимостей магнитного дрейфа можно использовать корректирующую функцию, аппроксимирующую дрейф. Простейшей корректирующей функцией является полином первого или второго порядка, аргументом в котором выступает температура КЛ T_{las} . Однако, как видно из рис. 1, только для реализаций на рис. 1,г такая функция хорошо аппроксимирует магнитный дрейф, причем повышение степени полинома не дает существенного улучшения. Требуется вы-

брать более оптимальный способ коррекции магнитного дрейфа.

На наш взгляд, вид корректирующей функции зависит от циклограммы использования ЗЛГ. Здесь нужно различать два случая.

1. В момент включения ЗЛГ неподвижен относительно Земли. Здесь можно измерить начальное значение магнитного дрейфа при включении $\Omega_{\text{gm}0}$; дальнейшая коррекция осуществляется по изменению температуры КЛ T_{las} от ее начального значения при включении $T_{\text{las}0}$. Как видно из рис. 1, магнитный дрейф хорошо описывается линейной функцией от изменения температуры T_{las} относительно $T_{\text{las}0}$ и рассчитывается по следующей формуле:

$$\Omega_{\text{gm}} = \Omega_{\text{gm}0} + A_{\text{gm}}(T_{\text{las}} - T_{\text{las}0}). \quad (24)$$

Температурный коэффициент магнитного дрейфа A_{gm} , зависящий от $T_{\text{las}0}$, измеряется заранее, при изготовлении ЗЛГ (рис. 6,а).

2. В момент включения прибор меняет свое положение относительно Земли, т. е. выделение начального значения $\Omega_{\text{gm}0}$ не представляется возможным. В этом случае зависимость $\Omega_{\text{gm}0}$ от $T_{\text{las}0}$ измеряется заранее, при изготовлении ЗЛГ (рис. 6,б):

$$\Omega_{\text{gm}0}(T_{\text{las}0}) = C_{\text{gm}0} + B_{\text{m}0}(T_{\text{las}0} - T_0), \quad (25)$$

где T_0 – температура «нормальных климатических условий», обычно равная 25 °С.

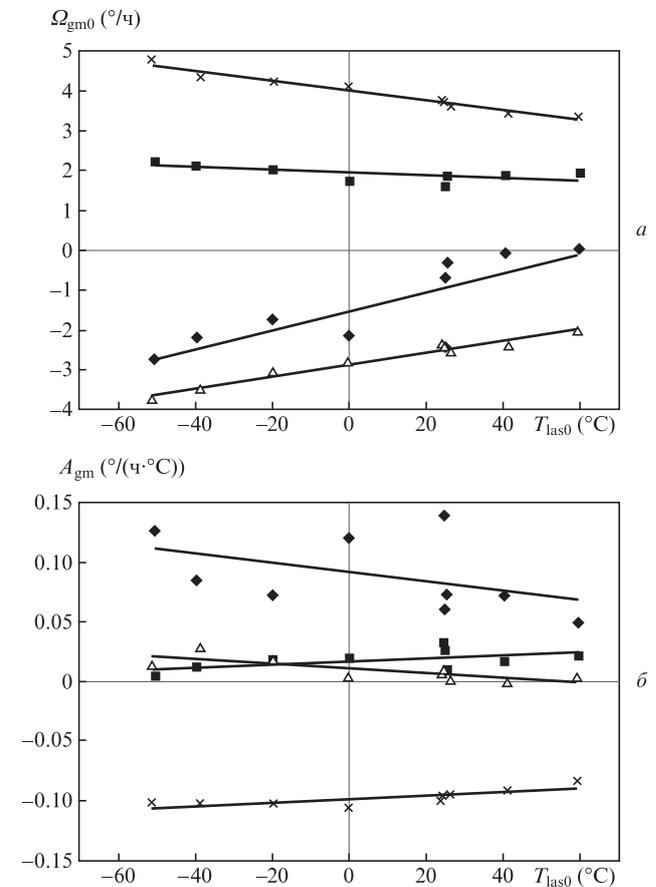


Рис. 6. Зависимости коэффициентов $\Omega_{\text{gm}0}$ (а) и A_{gm} (б) от температуры КЛ для магнитных дрейфов, приведенных на рис. 1, а (x), 1, б (♦), 1, в (■) и 1, г (Δ). Линии – расчет A_{gm} и $\Omega_{\text{gm}0}$ по формулам (24) и (25).

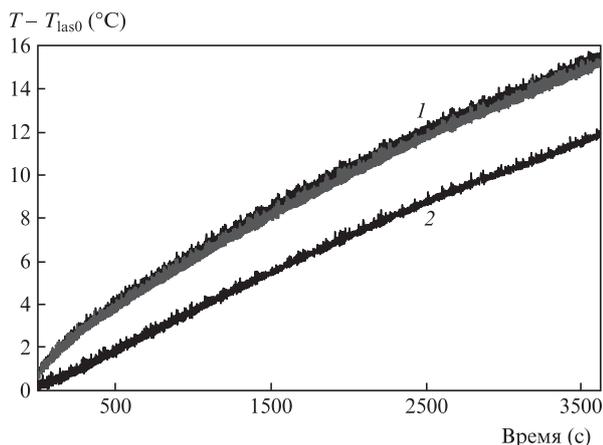


Рис.7. Изменение температуры трех КЛ (1) и корпуса ЗЛГ (2) при самопрогреве.

К сожалению, использование формулы (25) становится затруднительным, если прибор был прогрет до начала режима измерений, особенно в случае, когда прогретый прибор был выключен и через некоторое время снова включен. Зная температуру окружающей среды, можно ее принять за $T_{\text{лас}0}$, но обычно установить термодатчики снаружи ЗЛГ не удастся. В этом случае следует установить термодатчик на корпусе ЗЛГ и измерить разность между температурой корпуса и температурой КЛ (рис.7). Как видно из рис.7, зависимости температур КЛ $T_{\text{лас}}$ и

корпуса ЗЛГ T_c от времени работы t описываются следующими формулами:

$$T_{\text{лас}} = A_T(1 - \exp(-t/\tau_T)) + A_{Tc}(1 - \exp(-t/\tau_{Tc})) + T_{\text{лас}0}, \quad (26)$$

$$T_c = A_{Tc}(1 - \exp(-t/\tau_{Tc})) + T_{\text{лас}0}.$$

Коэффициенты A_T , A_{Tc} , τ_T , τ_{Tc} определяются при заводской регулировке.

Тогда из (26) можно найти момент t начала приема информации в данном включении и $T_{\text{лас}0}$:

$$t = -\ln\left(1 - \frac{T_{\text{лас}} - T_c}{A_T}\right)\tau_T, \quad (27)$$

$$T_{\text{лас}0} = T_c - A_{Tc}(1 - \exp(-t/\tau_{Tc})).$$

Далее $\Omega_{\text{gm}0}$ рассчитывается по формуле (25), а Ω_{gm} – по формуле (24).

Результаты использования данного алгоритма расчета и использования корректирующей функции приведены на рис.8. Видно, что уменьшить магнитный дрейф практически до воспроизводимости величины $\Omega_{\text{gm}0}$ (0.22–0.35 °/ч) удается для вариантов рис.1,а–в и до 0.9–1.5 °/ч – рис.1,г.

Сводные результаты расчетов Ω_{gm} до и после применения алгоритмической коррекции для различных вариантов применения КЛ К-5 таковы: если прибор во время включения меняет ориентацию относительно Земли, то магнитный дрейф до коррекции составляет 0.6–2.5 °/ч, после коррекции – от 0.35 до 1.4 °/ч, а если во время включения он неподвижен, то 0.35–1.6 °/ч и 0.22–0.9 °/ч соответственно. Результаты получены для непрерывной работы 1 ч и интервала между переключениями мод 60 с.

7. Выводы

Внешнее магнитное поле при надлежащем экранировании не является определяющим в образовании магнитной составляющей смещения нуля ЗЛГ, которое главным образом вызывается внутренними магнитными полями, а его нестабильность определяется суммой термомагнитного, магнитоупругого, термоэлектрического и динамического магнитного дрейфов. Кроме термомагнитного, легко аппроксимируемого температурной зависимостью, каждый из этих дрейфов является значимым и вносит свой вклад в ошибку. В то же время удалось разработать методы, позволяющие в 4–10 раз уменьшить их величину. Для магнитоупругого дрейфа это использование материала с малой магнитострикцией (пермаллой 81НМА), для термоэлектрического – применение однородных материалов (прежде всего Д16) и электроизолирующих покрытий деталей. В случае динамического дрейфа важнейшим является уменьшение статической и динамической расстройек, что достигается повышением амплитуды полезного сигнала с фотоприемника СРП и экранированием всех цепей, включая собственно пьезодвигатели, от наводок тока БЧП.

Применение алгоритмической коррекции позволяет уменьшить магнитный дрейф примерно в 2 раза.

Принятие всех перечисленных мер позволяет добиться магнитного дрейфа ЗЛГ не более 0.15 °/ч в случае неподвижного прибора и 0.3 °/ч – при его движении. Для ЗЛГ в квазичетырехчастотном режиме это увеличит общий дрейф всего лишь на 0.0025 и 0.005 °/ч соответственно.

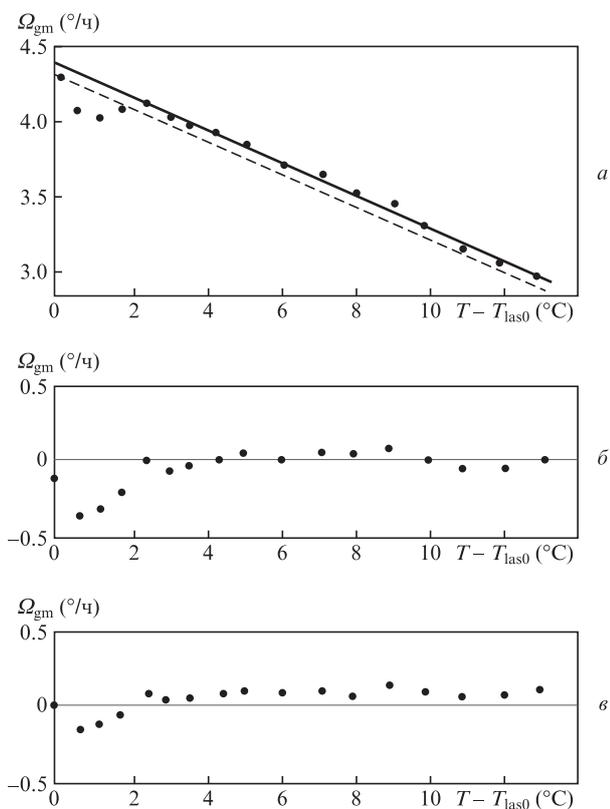


Рис.8. Остаточные погрешности аппроксимации магнитной составляющей дрейфа ЗЛГ – зависимость магнитной составляющей дрейфа от температуры при самопрогреве (сплошная линия – корректирующая функция без начальной калибровки $\Omega_{\text{gm}0}$, штриховая – с начальной калибровкой $\Omega_{\text{gm}0}$) (а), остаточный магнитный дрейф после коррекции без начальной калибровки $\Omega_{\text{gm}0}$ (б) и остаточный магнитный дрейф после коррекции с начальной калибровкой $\Omega_{\text{gm}0}$ (в).

1. Дмитриев В.Г., Голяев Ю.Д., Винокуров Ю.А., Колбас Ю.Ю., Тихменев Н.В. *Материалы 15-й Международной конференции по интегрированным навигационным системам* (С.-Петербург: ЦНИИ Электроприбор, 2008, с. 127).
2. Голяев Ю.Д., Дмитриев В.Г., Казаков А.А., Колбас Ю.Ю., Назаренко М.М., Тихменев Н.В., Якушев А.И. Патент РФ №2408844 с приоритетом от 07.10.2009 г.
3. Винокуров Ю.А., Голяев Ю.Д., Дмитриев В.Г., Казаков А.А., Колбас Ю.Ю., Тихменев Н.В., Якушев А.И. Патент РФ №2418266 с приоритетом от 11.01.2010 г.
4. Вахитов Н.Г., Голяев Ю.Д., Дронов И.В., Иванов М.А., Колбас Ю.Ю., Крутиков А.П. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Приборостроение*, **3** (90), 112 (2013).
5. Голяев Ю.Д., Дронов И.В., Колбас Ю.Ю., Прядеин В.А., Шпикалов Б.Н. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Приборостроение*, **3** (88), 112 (2012).
6. Голяев Ю.Д., Иванов М.А., Колбас Ю.Ю., Крутиков А.П., Аристархова М.А., Белов А.В. Соловьева Т.И. *Сетевой электронный научный журнал «Системотехника»*, №10, 48 (2012).
7. Голяев Ю.Д., Колбас Ю.Ю. *ЖТФ*, **17**, 162 (1991).
8. Голяев Ю.Д., Колбас Ю.Ю. *Квантовая электроника*, **42**, 949 (2012).
9. Савельев И.И., Хромых А.М., Якушев А.И. *Квантовая электроника*, **6**, 1155 (1979).
10. Голяев Ю.Д., Мельников А.В., Соловьев Ю.Н., Телегин Г.И., Яременко С.О. *Электронная техника. Сер. 11. Лазерная техника и оптоэлектроника*, **1** (57), 62 (1991).
11. Голяев Ю.Д., Колбас Ю.Ю. *Электронная техника. Сер. 11. Лазерная техника и оптоэлектроника*, **2** (58), 76 (1991).
12. *Сплавы прецизионные магнитно-мягкие. Технические условия. ГОСТ 10160-75* (М.: Госстандарт, 1975).
13. Бахарев М.С. *Докт. дис.* (Томск, ТПУ, 2004).